

**Das Kriechverhalten von Eisen-Molybdän-
Mischkristallen im Temperaturbereich
von 500 °C bis 1000 °C**

von

Axel Fuchs

Erlangen 1968

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Das Kriechverhalten von Eisen-Molybdän- Mischkristallen im Temperaturbereich von 500 °C bis 1000 °C

Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
DOKTOR - INGENIEUR

vorgelegt
von
Axel Fuchs

Erlangen 1968



Als Dissertation genehmigt von der
Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 31. 5. 1968
Tag der Promotion: 19. 7. 1968
Dekan: Prof. Dr. H. Hofmann
Berichterstatter: Prof. Dr. B. Ilschner
Prof. Dr. U. Zwicker

Inhaltsverzeichnis
=====

	Seite
I. Einleitung	1
II. Experimentelle Methoden und Ergebnisse	
1. Probenherstellung	3
2. Verformungsapparaturen	3
3. Meßgrößen und Auftragung von Kriechkurven	4
4. Kriechversuche	7
4.1 Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit	7
4.2 Übergangskriechen	11
4.3 Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit	13
4.4 Der Einfluß von Korngrenzen	13
5. Subkorngröße und Versetzungsdichte	19
6. Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls	25
III. Diskussion der Ergebnisse	
1. Deutung der Spannungsabhängigkeit	26
2. Normales und anomales Übergangskriechen	32
3. Aktivierungsenergie des Kriechens	35
4. Der Einfluß von Korngrenzen	38
IV. Zusammenfassung	40
Literaturverzeichnis	41

I. Einleitung

=====

Der Kriechvorgang, als plastische Verformung bei konstanter Last, begrenzt die Festigkeit von Werkstoffen, die bei hohen Temperaturen eingesetzt werden sollen. Eine hinreichende Kriechfestigkeit gehört deshalb zu den wichtigsten mechanischen Eigenschaften dieser Werkstoffe. Neben der Mischkristallverfestigung spielen besonders die Dispersions- und Ausscheidungshärtung eine große Rolle. Die Forschung auf diesem Gebiet ist durch zwei Richtungen gekennzeichnet: Die Entwicklung von meist sehr komplexen Legierungen für den technischen Einsatz und die Untersuchung der Grundlagen und Mechanismen der Warmverformung bei reinen Metallen und einfachen Legierungen. Zahlreiche Untersuchungen der letzten Jahre¹⁾ mit den Methoden der physikalischen Metallkunde haben wertvolle Einzelbeiträge zu einer Vorstellung vom Mechanismus des Kriechens gebracht. Durch diese Erkenntnisse ist in manchen Fällen schon eine gezielte Legierungsentwicklung möglich geworden. Solange aber die Grundvorgänge des Kriechens nicht völlig geklärt sind, muß die Entwicklung von Werkstoffen für den technischen Einsatz in vielen Fällen noch mehr oder weniger empirisch vorgehen. Diese Arbeit soll zur Klärung der elementaren Prozesse beim Hochtemperaturkriechen beitragen.

Ein Überblick über die Literatur zeigt, daß die bisherigen Arbeiten sich auf die kubisch flächenzentrierten Metalle und Legierungen konzentrieren. Über Untersuchungen kubisch raumzentrierter Metalle und Legierungen ist weniger bekannt. Als einfaches Modellsystem wurde das System Eisen-Molybdän gewählt. Dieses System hat einen raumzentrierten Mischkristallbereich und ist ab ca. 7 Gew.-% Molybdän ausscheidungsfähig. Neben dem Einfluß des Zulegierens im Mischkristallbereich kann der Einfluß von fein verteilten Ausscheidungsteilchen auf das Kriechverhalten studiert werden. Um Ausscheidungseffekte von Mischkristalleffekten trennen zu können, müssen zuerst die Mechanismen bei der Verformung von Mischkristallen untersucht werden.

Eine Arbeit über das stationäre Kriechen von Eisen-Molybdän-Legierungen von D. Uelze²⁾ ergab so viele neue Fragestellungen, daß eine weitere Untersuchung des Kriechverhaltens im Mischkri-

stallbereich notwendig wurde. Insbesondere mußte die Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit über große Spannungsbereiche bestimmt und die Veränderung der Substruktur untersucht werden, um Aussagen über den wirksamen Versetzungsmechanismus zu bekommen.

Das Kriechen bei hoher Temperatur ist durch zwei gegeneinander wirkende Prozesse bestimmt. Bei der plastischen Verformung tritt durch die Vervielfachung und gegenseitige Behinderung von Versetzungen eine Verfestigung des Materials auf, die durch Erholungsvorgänge laufend abgebaut wird. Beim Übergangskriechen überwiegt einer dieser beiden Prozesse, während beim stationären Kriechen ein dynamisches Gleichgewicht herrscht. Da stationäres Kriechen erst nach einer gewissen Verformung auftritt, die für technische Anwendungen meist nicht mehr zulässig ist, hat das Übergangskriechen für die Praxis eine besonders große Bedeutung. Aber auch für die Untersuchung der Versetzungsmechanismen ist es wichtig zu klären, wie sich z. B. nach einem Lastwechsel ein neuer stationärer Zustand einstellt.

Die zur Zeit vorliegenden Modelle und theoretischen Ansätze befassen sich fast ausschließlich mit dem einfacheren Fall des stationären Kriechens. In neuerer Zeit gewinnt eine zuerst von N.F. Mott³⁾ vorgeschlagene und von L. Raymond und J. Dorn⁴⁾ und C.R. Barrett und W.D. Nix⁵⁾ modifizierte Klettertheorie immer mehr an Bedeutung. Nach dieser Theorie ist der geschwindigkeitsbestimmende Schritt beim stationären Kriechen die nichtkonservative Bewegung von Sprüngen in Schraubenversetzungen. Die vorliegende Arbeit soll einerseits ein Beitrag sein zur noch nicht abgeschlossenen Diskussion über den wirksamen Mechanismus beim stationären Kriechen und andererseits Aussagen über die Vorgänge beim Übergangskriechen erlauben.

II. Experimentelle Methoden und Ergebnisse

1. Probenherstellung

Die Zusammensetzung der in dieser Arbeit untersuchten Legierungen ist in Tab. 1 angegeben.

Die Legierungen wurden aus Reinst Eisen und einer Legierung mit 15 Gew.-% Molybdän im Induktionsofen unter Vakuum (10^{-4} Torr) erschmolzen und in Gußeisenkokillen vergossen. Einzelheiten des Schmelzverfahrens sind an anderer Stelle beschrieben⁶⁾. Die Guß- und Reineisenstangen (10 mm Ø) wurden auf einen Durchmesser von 8 mm gehämmert, 15 Minuten bei 750 °C geglüht und auf einen Durchmesser von 6 mm gehämmert. Aus diesen kaltverformten Stäben wurden zylindrische Proben mit einer Meßlänge von ca. 23 mm, einem Durchmesser von ca. 3,7 mm und M6 Gewindeköpfen gedreht. Zur Rekristallisation wurden die Proben 2 Stunden bei 850 °C unter Schutzgas geglüht. Der mittlere Korndurchmesser war nach dieser Wärmebehandlung ca. 0,08 mm. Von der Fe₄Mo-Legierung wurden einige Proben mit einem Korndurchmesser von ca. 1 mm hergestellt (2 % Zugverformung, 3 h 1100 °C).

2. Verformungsapparaturen

Für die Verformung stand eine Hochtemperatur-Kriechapparatur der Firma Instron zur Verfügung. Eine genaue Beschreibung ist von D. Uelze gegeben worden²⁾. Diese Apparatur ermöglicht Kriechversuche unter konstanter Last bis 1000 °C. Die Längenänderung wird durch ein vom Zugsystem getrenntes Gestänge an der Probe abgenommen und über einen linearen Differentialtransformator mit einer Empfindlichkeit von 240 mV/mm auf einem mV-Kompensationschreiber kontinuierlich registriert. Zur höheren Auflösung wird der Meßbereich des Schreibers so gewählt, daß ca. 5 % Verformung einer Schreiberbreite (20 cm) entsprechen; nach je ca. 5 % Verformung wird der Schreiber durch eine entsprechende Gegenspannung zurückgestellt. Der Fehler in der Messung der Längenänderung beträgt ca. $\pm 5 \cdot 10^{-4}$. Der Temperaturgradient über die Probenmeßlänge ist kleiner als 1 °C. Der Ofen wird mit einem Zweipunktregler mit induktivem Abgriff in Teillast-Vollast-Schal-

tung geregelt. Die Temperaturkonstanz ist auch über lange Zeiten besser als $\pm 1^\circ\text{C}$. Dies wurde insbesondere durch indirekte Verkleinerung der Hysteresse des Reglers erreicht. Ein Teil der Thermospannung wird durch eine Gegenspannung unterdrückt und ein kleiner Meßbereich des Reglers benutzt.

Für die Untersuchung der Substruktur während des Kriechens ist es wichtig, den Zustand bei Versuchstemperatur einzufrieren. Hierzu muß die Probe unter Last schnell abgekühlt werden. Dies ist mit der oben beschriebenen Apparatur nicht möglich. Abb. 1 zeigt eine selbst entwickelte Apparatur, die ein schnelles Absenken des Ofens erlaubt, ohne daß die Probe entlastet wird. Die Abdichtung geschieht oben durch eine Flüssigkeitsdichtung (Öl) und unten mit einem zusammenschiebbaren Schlauch. Der Ofen wird durch Rollen am Gestell geführt, und sein Gewicht ist durch ein Gegengewicht auskompensiert. Die Abkühlungsgeschwindigkeit ist durch die freie Luftabkühlung der Probe gegeben, die durch zusätzliches Anblasen der Probe mit kalter Luft noch erhöht werden kann. Die Längenänderung der Probe wird in dieser Apparatur an der Zugstange gemessen. Im thermischen Gleichgewicht war die Genauigkeit (10^{-3}) größer als sie für die Untersuchungen benötigt wurde. Da diese Apparatur wegen der Flüssigkeitsdichtung praktisch keine Reibung hat, konnten auch Kriechversuche unter sehr kleiner Last gemacht werden.

Alle Versuche wurden unter gereinigtem Schutzgas (90 % Argon und 10 % Wasserstoff) durchgeführt.

3. Meßgrößen und Auftragung von Kriechkurven

Gemessen wurde die konstante Last P , die konstante Temperatur T und die zeitliche Änderung $\Delta l(t)$ der Probenlänge $l(t) = l_0 + \Delta l(t)$. Ferner waren die anfängliche Probenlänge l_0 und der anfängliche Probenquerschnitt F_0 bekannt. Zur Auswertung wurde nicht die meist angewandte Auftragung von $\epsilon_0 = \Delta l/l_0$ gegen t benutzt, sondern die Auftragung von $\log \dot{\epsilon}$ gegen ϵ bzw. $\log \dot{\epsilon}_0$ gegen ϵ_0 ($\epsilon = \ln(1 + \epsilon_0)$, natürliche Dehnung). Die Vorteile dieser Auftragung sind schon von W. Blum und B. Ilschner⁷⁾ erörtert worden.

Tabelle 1: Analysen der untersuchten Legierungen
- Angaben in Gew.-% -

Leg.- Bez.	Fe ⁺⁾	Fe2Mo	Fe4Mo ⁺⁺⁾	Fe7Mo ⁺⁺⁾
Mo	-	2,25	4,15	7,10
C	0,005	-	0,006	0,004
O	0,002	-	0,002	-
N	0,002	-	≤0,001	0,001
Si	0,002	-	0,003	<0,01
S	0,003	-	-	-
P	<0,001	-	-	-
Al	<0,001	-	<0,001	0,003
Mn	<0,001	-	0,001	0,002
Ni	-	-	<0,001	0,005

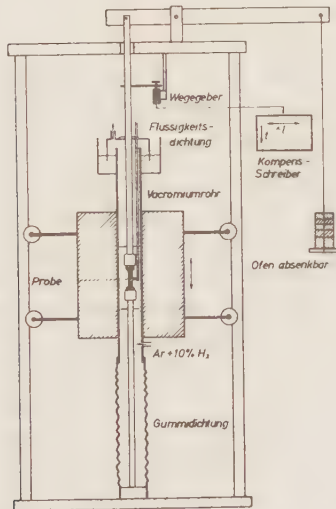


Abb. 1:
Kriechapparatur für
schnelle Abkühlung
unter Last

⁺⁾ der Firma Krupp, Essen

⁺⁺⁾ diese Analysen wurden freundlicherweise vom Max-Planck-Institut für Eisenforschung, Düsseldorf, durchgeführt, wofür ich Herrn Prof. Dr. W. Oelsen vielmals danke.

Im Zugversuch verursacht die Längenänderung bei Volumenkonstanz eine entsprechende Abnahme des mittleren Probenquerschnitts $F(t) = F_0 \cdot l_0 / l(t)$, was bei konstanter Last einer kontinuierlichen Erhöhung der Spannung entspricht. Erfahrungsgemäß läßt sich die Abhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit von der Spannung innerhalb nicht zu großer Spannungsintervalle mit

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma^n, \quad A = A(T) \quad (1)$$

darstellen.

Mit

$$\sigma = P/F(t) = P \cdot l / F_0 \cdot l_0 = \sigma_0 (1 + \epsilon_0), \quad \sigma_0 = P/F_0$$

erhält man

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma_0^n (1 + \epsilon_0)^n$$

$$\log \dot{\epsilon} = \log (A \sigma_0^n) + n \cdot 0,4343 \cdot \ln(1 + \epsilon_0)$$

Unter Einführung der natürlichen Dehnung wird

$$\log \dot{\epsilon} = \log (A \sigma_0^n) + n \cdot 0,4343 \epsilon \quad (2)$$

Der erste Term ist bei gegebener Last und Temperatur konstant. Halblogarithmische Auftragung von $\dot{\epsilon}$ (auf die momentane Länge bezogene Kriechgeschwindigkeit) gegen ϵ (natürliche Dehnung) sollte im stationären Fall eine Gerade ergeben, deren Steigung bei Erfüllung von Volumenkonstanz und Gleichmaßdehnung durch den Spannungsexponenten n gegeben ist. Übergangskriechen und Einschnürungen werden sofort durch Abbiegen von dieser Geraden sichtbar. Grundsätzlich läßt sich der Spannungsexponent schon aus dem Anstieg der Kriechgeschwindigkeit während eines Versuches bei einer Last bestimmen, allerdings ist die Änderung der Spannung und damit die Änderung der Kriechgeschwindigkeit während eines Versuches bei einer Last nicht sehr groß und die Bestimmung des Spannungsexponenten aus dem Anstieg nicht sehr genau. Eine genauere Bestimmung des Spannungsexponenten erhält man durch Lastwechsel und Extrapolation der stationären Kriechgeschwindigkeit auf die Dehnung beim Lastwechsel.

Bei nicht zu großen Dehnungen bzw. bei Extrapolationen über kleine Bereiche von ϵ (wie in dieser Arbeit) ist die mit weniger Rechenaufwand verbundene Auftragung der auf die Ausgangslängen bezogenen Größen $\dot{\epsilon}_0$ und ϵ_0 vollkommen ausreichend.

4. Kriechversuche

4.1 Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit

Die Spannungsabhängigkeit wurde in Spannungswechselversuchen bestimmt. Dabei wurde die Spannung während eines Versuches durch Erhöhen und Erniedrigen der Last momentan geändert und die zugehörige Änderung der Kriechgeschwindigkeit gemessen. Abb. 2 zeigt einen solchen Kriechversuch in der oben beschriebenen Darstellung. Da die Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit bestimmt werden soll, muß über den nach jedem Wechsel auftretenden Übergangskriechbereich hinweg extrapoliert werden. Der Spannungsexponent wird mit

$$n = (\Delta \log \dot{\epsilon} / \Delta \log \sigma)_{\epsilon = \text{const.}} = (\Delta \log \dot{\epsilon}_0 / \Delta \log \sigma_0)_{\epsilon_0 = \text{const.}} \quad (3)$$

bestimmt. Abb. 2 zeigt ferner den linearen Anstieg von $\log \dot{\epsilon}$ mit ϵ bei konstanter Last. Der Exponent n' der sich nach Gl. (2) aus dem Anstieg bestimmt, stimmt gut mit dem Spannungswchselsexponenten n überein. Bei den drei untersuchten Legierungen ergab die Auswertung, daß bis zum Auftreten von Einschnürungen ein momentaner Lastwechsel sinnvolle Ergebnisse lieferte. Mit dieser Versuchsführung konnte ein Maximum an Information aus jedem Versuch gewonnen werden. Durch die Extrapolation auf die jeweilige Dehnung beim Lastwechsel werden viele Fehlerquellen ausgeschaltet. Abb. 3 zeigt einige Spannungswechsel bei höheren Spannungen und tieferer Temperatur. Der Spannungsexponent ist wesentlich größer als bei kleinen Spannungen. Mit dieser Versuchsführung wurde der Spannungsexponent bei allen drei Legierungen über einen großen Spannungsbereich bestimmt. Da der gut erfaßbare Kriechgeschwindigkeitsbereich begrenzt war (ca. $5 \cdot 10^{-7} \text{s}^{-1}$ bis ca. $5 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$), mußte die Versuchstemperatur entsprechend variiert werden.

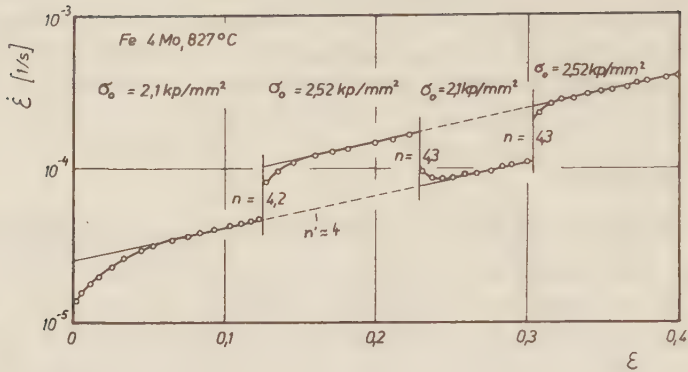


Abb. 2:
Kriechkurve mit Lastwechseln bei kleinen Spannungen; die Meßpunkte sind der kontinuierlichen Registrierung entnommen

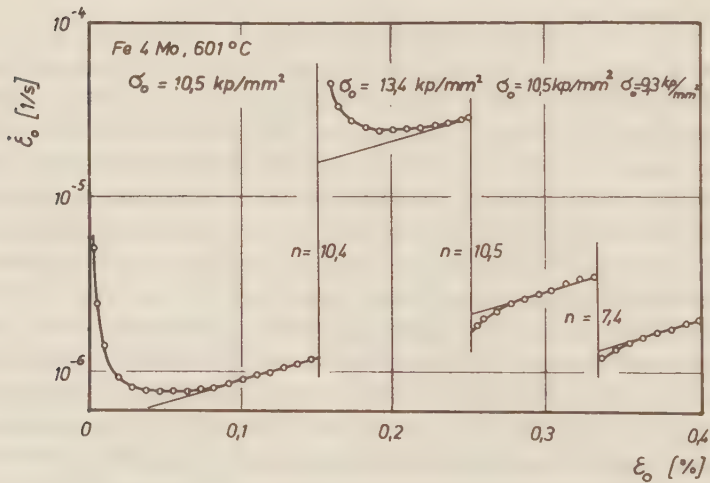
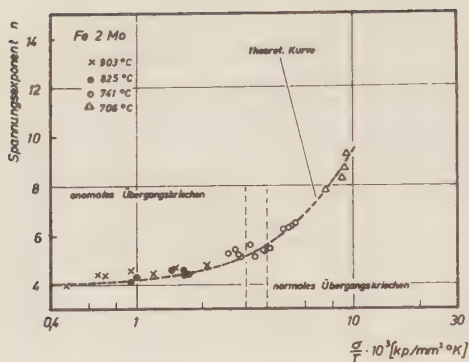


Abb. 3:
Kriechkurve mit Lastwechseln bei größeren Spannungen

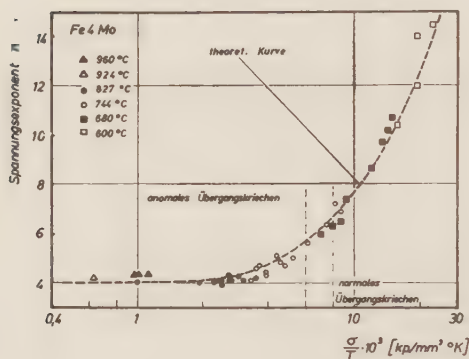
Die Ergebnisse zeigt Abb. 4. Für σ ist der Mittelwert der vor und nach dem Lastwechsel herrschenden wahren Spannungen genommen worden. Wie in der Diskussion (III. 1.) näher erörtert wird, ist es sinnvoll, n nicht gegen σ sondern gegen σ/T aufzutragen. Dieser Unterschied ist allerdings nicht sehr groß, da die Änderung der Temperatur im Vergleich zur Änderung der Spannung klein ist. Alle drei Legierungen zeigen mit zunehmender Spannung ein Abbiegen von einem konstanten Exponenten $n \approx 4$ bei kleinen Spannungen. Dieses Abbiegen erfolgt mit zunehmendem Molybdängehalt bei höheren Spannungen.

Einige Kriechversuche der Fe_4Mo -Legierung in einer Druckapparatur, die an anderer Stelle beschrieben ist⁸⁾, ergaben für kleine Spannungen ebenfalls einen Spannungsexponenten $n \approx 4$.

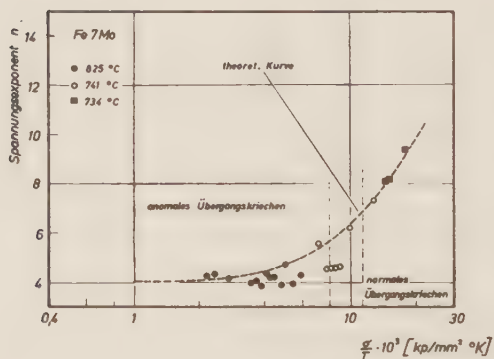
An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß nicht die allgemein übliche Darstellung der Spannungsabhängigkeit gewählt wurde. Meist wird zur Darstellung der Spannungsabhängigkeit $\log \dot{\epsilon}$ gegen $\log \sigma$ aufgetragen. Ist der Spannungsexponent über den betrachteten Spannungsbereich nahezu konstant, dann ergeben sich nach Gleichung (1) Geraden mit der Steigung n . Ändert sich n stark mit der Spannung, dann ergeben sich Kurven, deren jeweilige Steigung durch den Spannungsexponenten n gegeben ist, wenn n aus kleinen Spannungsänderungen nach Gl. (3) bestimmt wird. Eine geschlossene Darstellung der Kriechgeschwindigkeit über einen großen Spannungsbereich ist wegen der Variation der Temperatur nur möglich, wenn für die Kriechgeschwindigkeit die temperaturkompensierte Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} \cdot \exp(Q_k/RT)$ (Q_k = Aktivierungsenergie des Kriechens) eingeführt wird. Ist, wie in dieser Arbeit, Q_k stark von der Temperatur abhängig, dann ist eine solche Auftragung nicht mehr sinnvoll. Die hier benutzte Auftragung von n gegen σ/T ergibt eine übersichtliche Darstellung der Spannungsabhängigkeit in geschlossener Form und erlaubt in einfacher Weise einen Vergleich mit Theorien (vgl. Abschn. III. 1.).



a) Fe₂Mo



b) Fe₄Mo



c) Fe₇Mo

Abb. 4:

Abhängigkeit des Spannungsexponenten von σ/T

Den Einfluß des Molybdängehaltes auf den Absolutwert der Kriechgeschwindigkeit zeigt Abb. 5. Es wurde eine Spannung gewählt, bei der der Spannungsexponent n noch nicht stark vom Wert $n \approx 4$ abweicht. Man sieht deutlich die Erhöhung der Kriechfestigkeit mit zunehmendem Molybdängehalt. Die Kriechgeschwindigkeit von Fe7Mo liegt ca. 2 Zehnerpotenzen unter der des reinen Eisens.

4.2 Übergangskriechen

Nach jedem Lastwechsel bei den Versuchen aus 4.1 wurde das Übergangskriechen von der kontinuierlichen Registrierung mit erfaßt. Der Vorteil der Auftragung von $\log \dot{\epsilon}_0$ gegen ϵ_0 wird hier besonders deutlich, indem schon kleine Abweichungen vom stationären Kriechen gut sichtbar werden.

Bei hohen Spannungen wurde bei den drei Legierungen starkes normales Übergangskriechen gefunden (Abb. 3), d.h. nach Lasterhöhung ist die Kriechgeschwindigkeit erst größer, nach Lasterniedrigung erst kleiner als beim stationären Kriechen ($\text{sign } \dot{\epsilon} = - \text{sign } \Delta \sigma$). Mit abnehmender Spannung wird das Übergangskriechen kleiner bis zu einem kleinen Spannungsbereich, in dem kein Übergangskriechen sichtbar ist. Bei noch niedrigeren Spannungen tritt zunehmend anomales Übergangskriechen auf (Abb. 2), d.h. nach Lasterhöhung ist die Kriechgeschwindigkeit erst kleiner, nach Lasterniedrigung erst größer als beim stationären Kriechen ($\text{sign } \dot{\epsilon} = \text{sign } \Delta \sigma$). Den Übergang vom anomalen zum normalen Übergangskriechen während eines Versuches zeigt Abb. 6. Die beiden Spannungen zwischen denen gewechselt wird, nehmen wegen der Querschnittsabnahme der Probe kontinuierlich zu. Man sieht deutlich die Abnahme des anomalen Übergangskriechens, einen Bereich ohne Übergangskriechen und die Zunahme des normalen Übergangskriechens. Gleichzeitig steigt der Spannungsexponent schon merklich mit steigender Spannung an.

In Abb. 4 sind die beiden Übergangskriechbereiche mit eingezeichnet. Der Übergang vom anomalen zum normalen Übergangskriechen lag bei allen Proben innerhalb des gestrichelten Be-

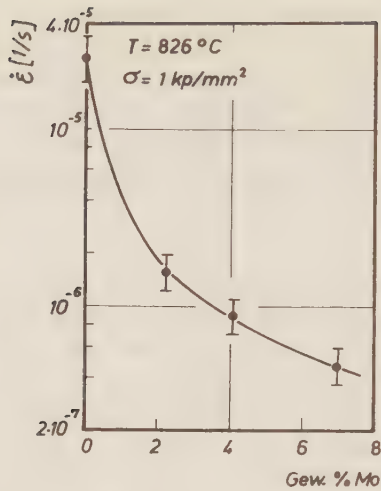


Abb. 5:
Abhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit vom
Molybdängehalt

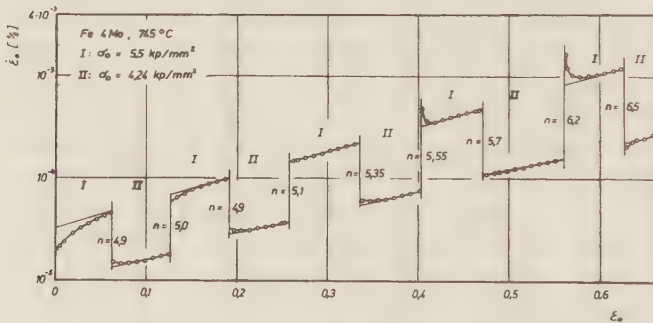


Abb. 6:
Kriechkurve mit Lastwechseln, Übergang vom anomalen Übergangs-
kriechen zum normalen Übergangskriechen

reiches. Es fällt auf, daß sich dieser Bereich mit zunehmendem Molybdängehalt zu höheren Spannungen verschiebt und der Spannungsexponent in diesem Bereich immer ca. 6 ± 1 ist.

Reineisen zeigte im untersuchten Spannungsbereich (vgl. Abb. 18) nur normales Übergangskriechen.

4.3 Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Aktivierungsenergie des Kriechens wurde die Last während eines Versuches konstant gehalten und die Temperatur in kleinen Schritten (ca. $15 - 30^\circ\text{C}$) geändert. Wegen der Trägheit des Ofens konnten keine schnellen Temperaturwechsel durchgeführt werden. Die Probe wurde deshalb während des Aufheizens oder Abkühlens auf eine andere Temperatur entlastet. Mit

$$\dot{\epsilon} \sim \exp(-Q_k(\sigma)/RT) \cdot f(\sigma)$$

wird

$$Q_k = \partial \ln \dot{\epsilon} / \partial (-1/RT) \approx R \cdot T_1 \cdot T_2 (\ln \dot{\epsilon}_2 / \dot{\epsilon}_1) / (T_2 - T_1)$$

Einen typischen Versuch zur Bestimmung der Aktivierungsenergie zeigt Abb. 7. Wie bei den Lastwechselversuchen wurde auf die Dehnung beim Wechsel extrapoliert. Die so bestimmten Aktivierungsenergien zeigten keine Abhängigkeit von der Dehnung. In Abb. 8 sind die Aktivierungsenergien gegen den Mittelwert der vor und nach jedem Wechsel herrschenden Temperatur aufgetragen. Die Aktivierungsenergien sind im Bereich der ferromagnetischen Umwandlung stark von der Temperatur abhängig. Eine Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie konnte nicht unmittelbar festgestellt werden. Die bei gleicher Temperatur gemessenen Aktivierungsenergien bei verschiedener Spannung lagen innerhalb der Streuungen der Meßpunkte. Die Streuung von ca. $\pm 6\%$ ergab sich im wesentlichen aus Fehlern von ca. $\pm 1^\circ\text{C}$ bei der Temperaturmessung.

4.4 Der Einfluß von Korngrenzen

Bei den Legierungen trat bis zu den höchsten Versuchstemperaturen (ca. 960°C) keine Rekristallisation oder merkliches Kornwachstum während des Kriechens auf. Ferner zeigte sich,

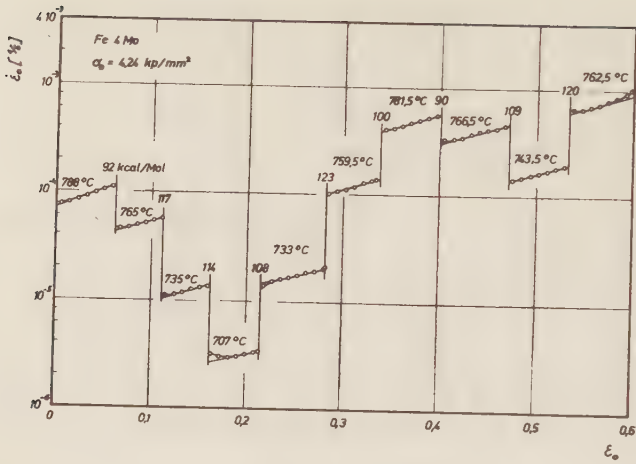


Abb. 7:
 Kriechkurve mit Temperaturwechseln in der Nähe der Curie-Temperatur

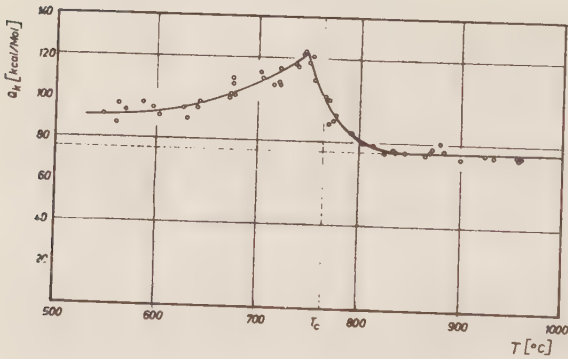


Abb. 8:
 Abhängigkeit der eff. Aktivierungsenergie des Kriechens
 von der Temperatur

in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von D. Uelze²⁾, für Korngrößen von 0,08 bis 1 mm Ø kein nennenswerter Einfluß der Korngröße auf das Kriechverhalten.

Beim Reineisen dagegen trat ab ca. 830 °C teilweise Rekristallisation während des Kriechens auf, wobei sich Körner von der Größe des Probenquerschnitts ausbildeten. Im Zugversuch waren dann infolge von Einschnürungen keine sinnvollen Ergebnisse mehr zu erhalten. Abb. 9 zeigt einen Druckversuch mit Auftreten von Rekristallisation, was zu einer Erhöhung der Kriechgeschwindigkeit führt. Die Spannungsexponenten vor und nach der Rekristallisation sind in relativ guter Übereinstimmung.

Ein weiterer Einfluß von Korngrenzen wurde beim Eisen im Zugversuch bei tieferer Temperatur beobachtet (Abb. 10). Der Spannungsexponent, der sich aus dem Anstieg der Kriechkurve ergibt, ist deutlich höher als der Exponent, der sich aus dem momentanen Lastwechsel bestimmt. Der zu starke Anstieg konnte nicht als Folge von Einschnürungen der Probe gedeutet werden, da diese erst kurz vor dem Bruch auftraten. Lichtmikroskopische Untersuchungen zeigten ein mit zunehmender Verformung zunehmendes Aufreißen von Korngrenzen (Abb. 11). Dies bedeutet aber eine zusätzliche Schwächung des Probenquerschnitts, was ein stärkeres Ansteigen der Kriechgeschwindigkeit zur Folge hat. Durch die Extrapolation der Kriechgeschwindigkeit auf gleiche Dehnung ergaben sich trotzdem noch sinnvolle Spannungsexponenten. Im Druckversuch, in dem Aufreißen von Korngrenzen senkrecht zur Verformungsrichtung nicht auftreten kann, waren Anstiegsexponent und Wechsel exponent in besserer Übereinstimmung.

Wegen dieser beim Eisen auftretenden Korngrenzeneffekte war die Reproduzierbarkeit der Messungen nicht so gut wie bei den Legierungen. Außerdem wurden nicht so große Gleichmaßdehnungen erreicht wie bei den Mischkristallen. Einige beim Eisen gemessene Spannungsexponenten sind mit Ergebnissen anderer Autoren in Abb. 18 dargestellt und werden später besprochen (Abschn. III. 1.).

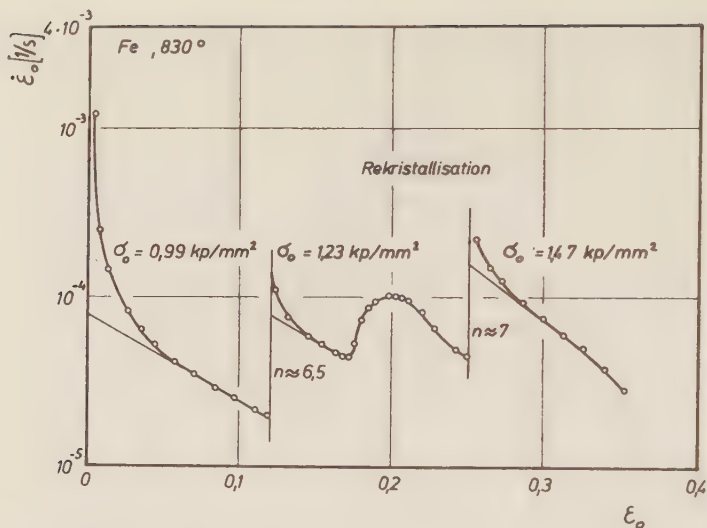


Abb. 9:

Kriechkurve mit Lastwechseln bei Druckverformung, Auftreten von Rekristallisation

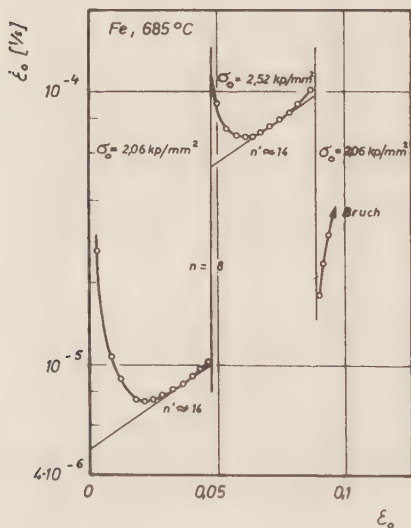


Abb. 10:

Kriechkurve mit Lastwechseln bei Zugverformung, starker Anstieg der Kriechgeschwindigkeit durch Aufreißen von Korngrenzen

Bei höheren Temperaturen wird häufig neben der Kornverformung Korngrenzengleitung beobachtet. Zur Abschätzung des Beitrags der Korngrenzengleitung zur Gesamtverformung wurde an einem Teil der Kriechproben nach Beendigung des Versuchs eine Kornformanalyse nach der Rachinger-Methode⁹⁾ gemacht. Aus der Verlängerung der Körner wird die Kornverformung ϵ_K bestimmt und der Anteil der Verformung durch Korngrenzengleiten ϵ_{KG} aus der Gesamtverformung ϵ_t nach

$$\epsilon_t = \epsilon_{KG} + \epsilon_K$$

berechnet. Nach Y. Ishida, A.W. Mullendore und N.J. Grant¹⁰⁾ ist, wenn kein anisotropes Kornwachstum auftritt,

$$\epsilon_K = (n_1 \cdot N_q / n_q \cdot N_1)^{2/3} - 1$$

n_1	Zahl der	vor dem	längs	
n_q	Körner pro	Versuch	quer	
N_1	Längenein-	nach dem	längs	zur Zugrichtung
N_q	heit	Versuch	quer	

Obwohl für jede Probe Mittelungen über einige hundert Körner gemacht wurden, waren die Streuungen noch sehr groß. Die Ergebnisse bei den drei Legierungen ergaben einen mit zunehmender Spannung stark abnehmenden Anteil von Korngrenzengleitung an der Gesamtverformung (Abb. 12). Da die Spannung während der Versuche nicht konstant war, wurde für die Auftragung jeweils eine mittlere Spannung zugrunde gelegt. Die Gesamtdehnungen lagen zwischen 30 und 70 %. Eine Abhängigkeit des Korngrenzenbeitrags von der Dehnung konnte nicht festgestellt werden.

Da beim Reineisen bei höherer Temperatur Kornwachstum und Rekristallisation auftraten, konnten nach dieser Methode nur einige bei tieferer Temperatur (680 °C) verformte Proben untersucht werden. Es wurde kein meßbarer Anteil von Korngrenzengleitung gefunden. Allerdings hatten die Proben nur Gesamtdehnungen von 8 - 10 %. Wegen der Streuungen kann nur gesagt werden, daß der Korngrenzenanteil an dieser Dehnung unterhalb

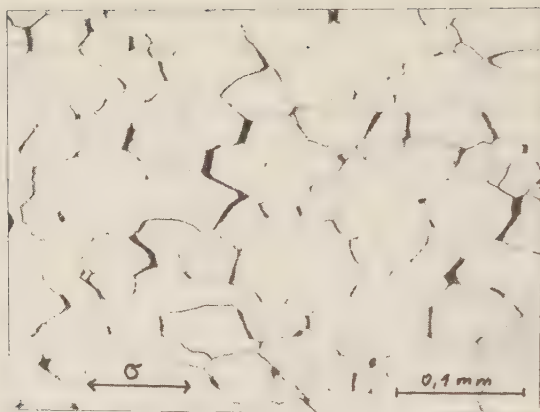


Abb. 11:
Aufreißen von Korngrenzen bei Eisen im Zug-
versuch, 685 °C, 2,2 kp/mm², $\epsilon_0 = 0,08$

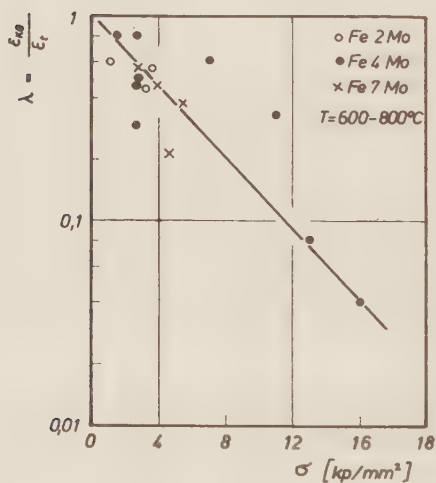


Abb. 12:
Beitrag der Korngrenzengleitung zur Gesamt-
verformung in Abhängigkeit von der Spannung

von ca. 10 % liegt. Neuere Untersuchungen der Korngrenzengleitung beim Eisen von V. Sklenička und J. Čadek¹¹⁾ mit der Querstrichmethode ergaben einen Anteil der Korngrenzengleitung von 3 % (bei 650 °C, 2 kp/mm²).

5. Subkorngröße und Versetzungsdichte

Für die Untersuchung der Substruktur und Versetzungsdichte beim stationären Kriechen wurden Proben der Fe₄Mo-Legierung bei verschiedenen Spannungen und Temperaturen bis zu Dehnungen von 15-25 % verformt und unter Last abgekühlt. Bis 600 °C wurde mit ca. 10 °C/s abgekühlt und ab 600 °C mit ca. 2 °C/s, um Abschreckspannungen zu vermeiden. Es kann angenommen werden, daß durch eine solche Abkühlung die bei Versuchstemperatur vorliegende Substruktur eingefroren wird.

Für die metallographischen Untersuchungen wurden die zylindrischen Proben parallel zur Achse geschliffen, elektrolytisch poliert und geätzt. Für das Anätzen von Versetzungen am besten geeignet war: Vorätzen in 1 %iger alkoholischer Pikrinsäure (ca. 45s) und Nachbehandlung in einer Mischung von 50 ml Äthanol, 22 ml HCl und 9 g CuCl (1-10s). Für die Subkornätzung wurde eine Mischung von 68 ml Äthanol, 14 ml HCl und 5 g CuCl angewandt. Zur Herstellung elektronenmikroskopisch durchstrahlbarer Folien wurden die Proben auf eine Dicke von 0,15 mm geschliffen und mit einem Chromessigsäure-Elektrolyten (133 ml Eisessig, 25 g CrO₃, 7 ml H₂O) bei einer Spannung von 55 V gedünnt.

Alle Proben zeigten ein ausgeprägtes isotropes Subkorngefüge (vgl. Abb. 13, Abb. 14). Die mittlere Subkorngröße wurde am Lichtmikroskop durch Auszählen von Subkörnern pro Fläche bestimmt, wobei über ca. 100 - 200 Subkörner gemittelt wurde. Die Ergebnisse zeigt Abb. 15. Da die Versetzungsätzung auch schwächer ausgebildete Subkorngrenzen zeigte, ergaben sich mit dieser Ätzung etwas kleinere Subkorndurchmesser als mit der Subkornätzung. Noch kleinere Subkorndurchmesser ergab die Auswertung einiger elektronenmikroskopischer Durchstrahlungsaufnahmen. Dies ist verständlich, da bei elektronenmikroskopischer Durchstrah-



Abb. 13:
Subkorngefüge, elektronenmikroskopische Durchstrahlungsaufnahme, Fe_4Mo , 747°C , $7,1 \text{ kp/mm}^2$, $\epsilon_0 = 0,13$



Abb. 14:
Subkorngefüge und Ätzgrübchen im Lichtmikroskop, Fe_4Mo , 924°C , 1 kp/mm^2 , $\epsilon_0 = 0,14$, Versetzungsätzung

lung alle Subkörner sichtbar werden (Abb. 13). Die Abhängigkeit der Subkorngröße von der Spannung läßt sich in allen drei Fällen mit $d \propto V^{-1/2}$ beschreiben; ein Einfluß der Temperatur ist nicht festzustellen.

Für die Bestimmung der mittleren Versetzungsdichte innerhalb der Subkörner wurden die Proben mit dem Versetzungsätzmittel leicht angeätzt und lichtmikroskopische Aufnahmen angefertigt (Hochleistungsobjektiv, Ölimmersion), die photographisch noch nachvergrößert wurden (Abb. 14). Da diese Ätzung von der Orientierung der Körner abhängt (auf {100}-Ebenen max. Ätzeffekt), wurden nur Körner mit maximaler Versetzungsdichte für die Auszählung aufgenommen. Ferner zeigte sich, daß die Ergebnisse der Auszählung der Ätzgrübchen von der Stärke der Ätzung abhängig waren. Die Proben mußten deshalb möglichst gleich stark angeätzt werden. Erschwerend dabei war, daß das Ätzmittel von Probe zu Probe unterschiedlich ansprach.

Für die elektronenmikroskopische Untersuchung wurden jeweils 4-8 Durchstrahlungsaufnahmen von charakteristischen Stellen jeder Probe gemacht.

Die Versetzungsdichte wurde für Versetzungsdichten bis ca. $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ nach R.K. Ham und N.G. Sharpe¹²⁾ mit

$$\rho = 2n/A \quad (4)$$

bestimmt, wobei n die Zahl der Schnittpunkte von Versetzungen mit der Folienoberfläche und A die Folienoberfläche ist. Für höhere Versetzungsdichten, wo eine solche Auszählung nicht mehr möglich war, wurde die Versetzungsdichte mit der von A.S. Keh¹³⁾ modifizierten Methode von C.S. Smith und L. Guttman¹⁴⁾ bestimmt. Dazu wurde auf jede Aufnahme ein System von parallelen aufeinander senkrecht stehenden Linien gezeichnet. Nach A.S. Keh ist dann:

$$\rho = (\bar{n}_1/L_1 + \bar{n}_2/L_2)/t$$

wo $\bar{n}_1$ und $\bar{n}_2$ die mittlere Zahl von Schnittpunkten der Versetzungen mit den Linien, L_1 und L_2 die Länge der Linien und t die Foliendicke ist. Für t wurden 2000 Å angenommen; dies ist ein Erfahrungswert für normal durchstrahlbare Eisenfolien bei 100 kV.

Bei einigen Aufnahmen, wo beide Auswertungsverfahren angewandt werden konnten, unterschieden sich die nach den beiden Verfahren bestimmten Versetzungsdichten im allgemeinen um nicht mehr als 30 - 40 %; sie lagen damit innerhalb der Streuung der bei einer Probe gefundenen Versetzungsdichten.

Um die mit Ätzgrübchen bestimmten Versetzungsdichten mit denen aus Durchstrahlungsaufnahmen vergleichen zu können, wurde die Auswertung mit Gl. (4) gemacht, indem für n/A die Zahl der Ätzgrübchen pro Fläche eingesetzt wurde. In Abb. 16 sind die gemessenen Versetzungsdichten gegen die Spannung aufgetragen. Die schwache Versetzungsätzung ergibt Werte, die in der Größenordnung der elektronenmikroskopisch bestimmten Versetzungsdichte liegen. Bei einer etwas stärkeren Ätzung ergaben sich niedrigere Werte. Die Ursache dafür dürfte sein, daß dann zu einem Ätzgrübchen mehrere dicht beieinanderliegende Versetzungen gehören. Bei ca. $4 \cdot 10^8$ Ätzgrübchen/cm² ($\hat{=} \rho = 8 \cdot 10^8$ cm⁻²) lag die Auflösungsgrenze des benutzten Lichtmikroskopes.

Mit der Annahme, daß die elektronenmikroskopisch bestimmten Werte als zuverlässiger anzusehen sind, ergibt sich für die Abhängigkeit der Versetzungsdichte von der Spannung:

$$\rho \sim \sigma^{1,5 \pm 0,3}$$

Unterhalb von 2 kp/mm² zeigt sich eine geringe Abweichung von dieser Spannungsabhängigkeit. Die Ursache hierfür könnte sein, daß bei kleinen Spannungen die Versetzungsdichte schon in die Größenordnung der Ausgangsversetzungsdichte kommt. Eine Abhängigkeit der Versetzungsdichte von der Temperatur wurde nicht beobachtet. Die Abb. 17 a-c zeigen einige Versetzungsanordnungen bei kleiner, mittlerer und großer Spannung.

Einige Ergebnisse bei der Untersuchung der Substruktur im Übergangskriechbereich werden in Abschnitt III. 2. besprochen.

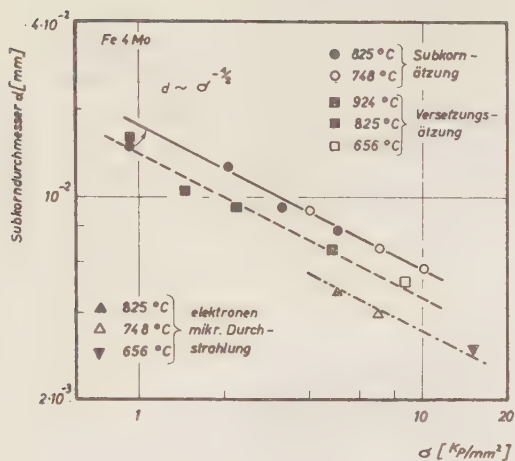


Abb. 15:

Mittlerer Subkorndurchmesser in Abhängigkeit von der Spannung

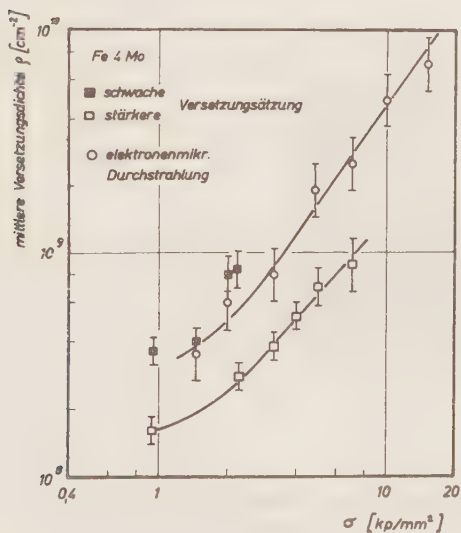
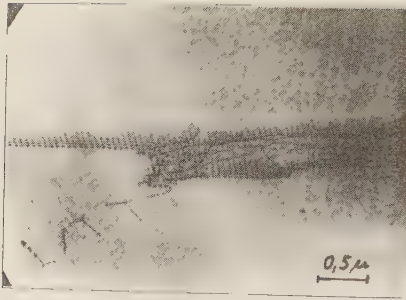
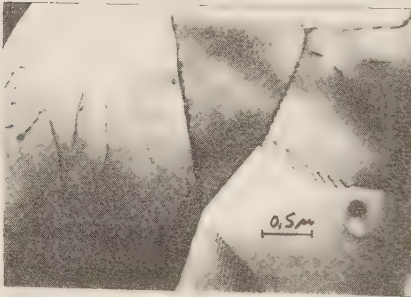


Abb. 16:

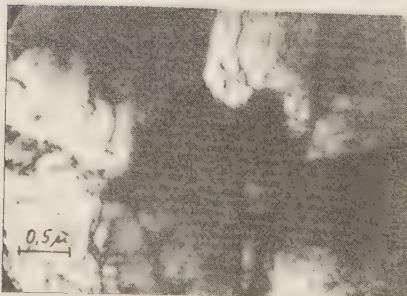
Mittlere Versetzungsdichte innerhalb der Subkörner in Abhängigkeit von der Spannung, Ausgangsversetzungsdichte $\approx 10^8/\text{cm}^2$ (EM)



a) 1,45 kp/mm²
824 °C
 $\epsilon_0 = 0,17$



b) 5 kp/mm²
824 °C
 $\epsilon_0 = 0,18$



c) 15 kp/mm²
656 °C
 $\epsilon_0 = 0,23$

Abb. 17:
Versetzungsanordnungen in Fe₄Mo bei verschiedenen Spannungen

6. Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls

Für eine Korrekturrechnung (III. 3.) bei der Fe₄Mo-Legierung wurde der Elastizitätsmodul dieser Legierung zwischen 500 und 900 °C benötigt. Da es bisher keine Literaturangaben darüber gibt, mußten eigene Messungen gemacht werden. Diese Messungen wurden am Elastomat I im Max-Planck-Institut für Metallkunde in Stuttgart durchgeführt⁺⁾ , da eine geeignete eigene Apparatur nicht zur Verfügung stand. Das Meßverfahren ist von F. Förster¹⁵⁾ eingehend beschrieben worden.

Der Elastizitätsmodul wurde aus Biegeschwingungen bestimmt. Die Probe (120 mm lang, 6 mm Ø rund geschliffen) hatte dieselbe Wärmebehandlung wie die Kriechproben. Beim langsamen Aufheizen und Abkühlen wurde die jeweilige Eigenfrequenz des Stabes bestimmt und daraus der Elastizitätsmodul berechnet (Abb. 21). Die Anomalie am Curie-Punkt ist nicht mehr so stark ausgeprägt wie beim Reineisen¹⁶⁾.

⁺⁾ Für die Bereitstellung der Apparatur und die Anleitung sei an dieser Stelle gedankt.

III. Diskussion der Ergebnisse

1. Deutung der Spannungsabhängigkeit

Die gemessene Abhängigkeit des Spannungsexponenten von der Spannung zeigt, daß sich die Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit über einen großen Spannungsbereich nicht mit $\dot{\epsilon} = A(T) \cdot \sigma^n$, $n = \text{const.}$ beschreiben läßt. Außerdem erscheinen so große Spannungsexponenten physikalisch nicht mehr sinnvoll. Da n die Steigung in der Auftragung von $\log \dot{\epsilon}$ über $\log \sigma$ ist, liegt es nahe, anzunehmen, daß der Anstieg von n die Folge eines exponentiellen Anstiegs der Kriechgeschwindigkeit mit der Spannung ist.

In neuerer Zeit wurden von verschiedenen Autoren¹⁷⁻²²⁾ Modelle und Theorien für diffusionsbestimmtes stationäres Kriechen vorgeschlagen. Seit einigen Jahren gewinnt eine zuerst von N.F. Mott³⁾ vorgeschlagene und von L. Raymond und J. Dorn⁴⁾ und C.R. Barrett und W.D. Nix⁵⁾ modifizierte Klettertheorie immer mehr an Bedeutung. Nach dieser Theorie ist der geschwindigkeitsbestimmende Schritt beim stationären Kriechen die nichtkonservative Bewegung von Sprüngen in Schraubenversetzungen. Die vorliegenden Ergebnisse sollen mit dieser Theorie verglichen werden.

Nach C.R. Barrett und W.D. Nix⁵⁾ ergibt sich für die stationäre Kriechgeschwindigkeit folgender Ausdruck:

$$\dot{\epsilon} = 2\pi\rho_s D \cdot \alpha(b/a_0)^3 \sinh(b^2\lambda\sigma/2 kT) \quad (5)$$

wobei ρ_s die Dichte der beweglichen Schraubenversetzungen, D der Selbstdiffusionskoeffizient, α die Zahl der Atome in der Elementarzelle, b der Burgersvektor, a_0 die Gitterkonstante und λ die mittlere Entfernung der Sprünge ist. Für ρ_s fanden die Autoren experimentell:

$$\rho_s = A \cdot \sigma^3$$

Mit $\rho_s = A'(\sigma/G)^3$ und $b^2\lambda = v$, wobei v das Aktivierungsvolumen ist, wird

$$\dot{\epsilon} = A'' \cdot D(\sigma/G)^3 \sinh(v\sigma/2 kT) \quad (6)$$

Da $n = \partial \ln \dot{\epsilon} / \partial \ln \sigma$, ergibt sich aus Gl. (6)

$$n = 3 + \operatorname{ctgh} (v\sigma/2kT) \cdot (v\sigma/2kT) \quad (7)$$

Diese Gleichung erlaubt einen Vergleich mit den gemessenen Exponenten. Für kleine Spannungen ($v\sigma/2kT \ll 1$) ist der zweite Ausdruck = 1, und man erhält in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen einen Spannungsexponenten $n = 4$. Für größere Spannungen ($v\sigma/2kT > 2$) ist $\operatorname{ctgh} (v\sigma/2kT) \approx 1$ und man erhält einen Anstieg von n mit σ . Aus Gl. (7) ist ersichtlich, daß, wenn n bei verschiedenen Temperaturen gemessen worden ist, n gegen σ/T aufgetragen werden muß. Die Spannung, bei der ein merkliches Abbiegen von $n = 4$ auftritt, hängt nach Gl. (7) nur vom Aktivierungsvolumen v ab. Bei geeigneter Anpassung von v lassen sich die gemessenen Spannungsexponenten gut mit dieser Gleichung beschreiben (vgl. Abb. 4, theor. Kurve).

Da bei der Untersuchung von unlegiertem Eisen von verschiedenen Autoren^{2, 23-27}) ein ganzes Spektrum von Spannungsexponenten gefunden wurde, lag es nahe, zu versuchen, ob diese sich nicht analog darstellen lassen. In Abb. 18 sind von verschiedenen Autoren gemessene Spannungsexponenten neben einigen eigenen Werten aufgetragen. Der Anstieg des Spannungsexponenten erfolgt bei kleineren Spannungen als bei den Legierungen. Entsprechend ergibt sich ein größeres Aktivierungsvolumen. Die gemessene Spannungsabhängigkeit läßt sich somit sowohl beim Eisen als auch bei den untersuchten FeMo-Legierungen mit einem in 1. Näherung temperatur- und spannungsunabhängigen Aktivierungsvolumen beschreiben.

Trägt man n linear gegen σ/T auf, so sollte sich für σ -Werte, für die $\operatorname{ctgh} (v\sigma/2kT) \approx 1$ ist, nach Gl. (7) ein linearer Anstieg von n mit der Steigung $v/2k$ ergeben. Abb. 19 zeigt diese lineare Darstellung, aus der ersichtlich ist, daß das Aktivierungsvolumen mit zunehmendem Molybdängehalt abnimmt. Da $v = b^2\lambda$, wo λ der mittlere Abstand der Sprünge in den Schraubenversetzungen ist, nimmt dieser Sprungabstand entsprechend mit dem Molybdängehalt von ca. 850 Å bei Reineisen auf ca. 200 Å bei Fe7Mo ab (Abb. 20). Diese Sprünge können sich nur durch Klettern bewegen und bestimmen die Geschwindigkeit des Kriechens.

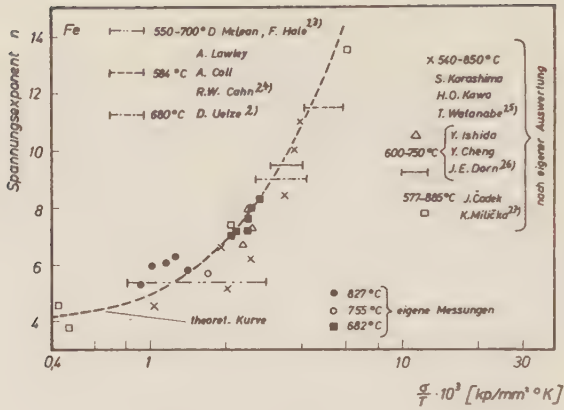


Abb. 18:
Abhängigkeit des Spannungsexponenten von σ/T
bei Eisen

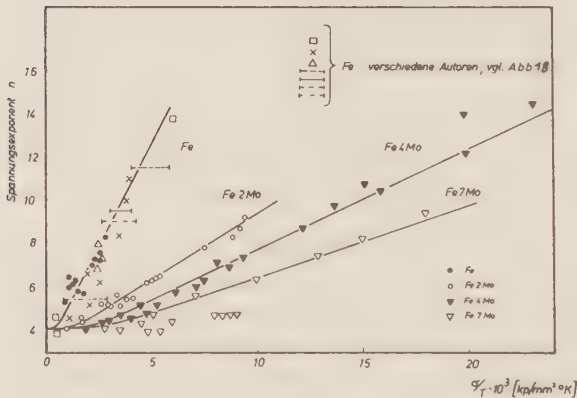


Abb. 19:
Abhängigkeit des Spannungsexponenten σ/T
in linearer Darstellung

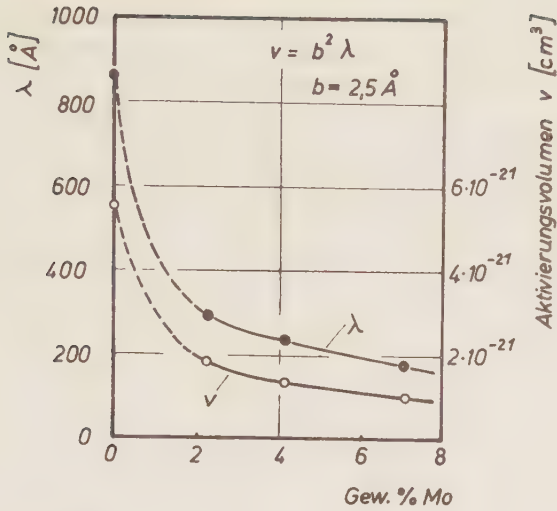


Abb. 20:
Aktivierungsvolumen und Sprungabstand in Ab-
hängigkeit vom Molybdängehalt

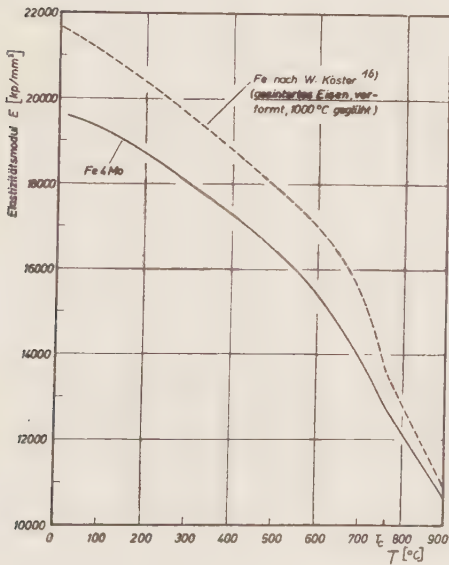


Abb. 21:
Temperaturabhängig-
keit des Elastizi-
tätsmoduls

Die gefundene höhere Kriechfestigkeit mit zunehmendem Molybdängehalt (vgl. Abb. 5) läßt sich somit als Folge der mit dem Molybdängehalt zunehmenden Sprungdichte deuten.

Die mittleren Sprungabstände haben eine Größenordnung wie sie auch von anderen Autoren gefunden wurde. C.R. Barrett und W.D. Nix⁵⁾ konnten ihre Ergebnisse bei Fe 3 Gew.-% Si mit einem Sprungabstand von ca. 210 Å am besten beschreiben. W. Blum²⁸⁾ fand bei polykristallinem NaCl durch Anpassung der gemessenen Spannungsexponenten nach Gl. (7) einen Sprungabstand von ca. 800 Å.

Eine gewisse Schwierigkeit taucht bei der Deutung dieses Sprungabstandes auf. Da in dieser Arbeit ein in 1. Näherung temperaturunabhängiger Sprungabstand gefunden wurde, können wahrscheinlich thermische Sprünge ausgeschlossen werden. Es muß daher angenommen werden, daß die Sprünge durch Schneidprozesse von Versetzungen oder evtl. Doppelquergleitung entstehen. Da der Sprungabstand auch in 1. Näherung spannungsunabhängig ist, die mittlere Versetzungsdichte in den Subkörnern aber mit der Spannung zunimmt, seien die beiden folgenden Möglichkeiten zur Erzeugung eines spannungsunabhängigen Sprungabstandes durch Schneidprozesse erwähnt:

- a) Das Schneiden von Versetzungen mit Versetzungen anderer Gleitsysteme, wobei die Laufwege mit der Spannung abnehmen.
- b) Das Schneiden von Versetzungen mit Subkorn Grenzen mit einer spannungsunabhängigen Gleichgewichtsversetzungsdichte.

Der Einfluß des Molybdängehaltes auf den Sprungabstand könnte dann so gedeutet werden:

- a) Der Zusatz von Molybdän erhöht die Versetzungsdichte in den Subkörnern. Durch die höhere Zahl der Schneidprozesse nimmt der Sprungabstand mit zunehmendem Molybdängehalt ab.
- b) Der Zusatz von Molybdän erhöht die Gleichgewichtsversetzungsdichte in den Subkorn Grenzen.

Die gemessene Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte in den Subkörnern ($\rho \sim \sigma^{1,5 \pm 0,3}$) ist nicht in Übereinstimmung mit der für Gl. (5) angenommenen Spannungsabhängigkeit der Dichte beweglicher Schraubenversetzungen von $\rho_s \sim \sigma^3$. Würde man die in dieser Arbeit gemessene Spannungsabhängigkeit in Gl. (5) einsetzen, so ergäben sich für kleine Spannungen Exponenten $n = 2,5 \pm 0,3$. Es wurde aber gut reproduzierbar in allen Fällen bei kleinen Spannungen ein Exponent $n \approx 4$ gefunden. Ferner ergaben erste Ergebnisse einer Zusammenstellung und Auswertung von Spannungsexponenten aus der Literatur, die von W. Blum und B. Reppich²⁹⁾ für verschiedene Metalle und Legierungen gemacht wurde, folgendes Bild:

- a) Bei kleinen Spannungen wird bei vielen Metallen und Mischkristallen ein Spannungsexponent $n \approx 4$ gemessen (Al, Ni, Cu, In, Pb, AlMg-Leg.)
- b) Bei höheren Spannungen erfolgt ein Anstieg des Spannungsexponenten, der sich mit Zulegierung zu höheren Spannungen verschiebt (AlMg-Leg.) und sich in einigen Fällen (Ni, Al, In) recht gut mit Gl. (7) beschreiben läßt, wobei die Aktivierungsvolumina in der gleichen Größenordnung liegen wie die in dieser Arbeit gefundenen.

Dieser experimentelle Befund legt folgende Deutungsmöglichkeiten für die Diskrepanz zwischen der gemessenen und angenommenen Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte nahe:

- a) Die gemessene Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte ist nicht gleich der Spannungsabhängigkeit der beweglichen Schraubenversetzungen. Evtl. spielen auch Versetzungen der Subkorgrenzen eine Rolle.
- b) Das Modell von Barrett und Nix⁵⁾ ist für kleine Spannungen nicht mehr voll anwendbar. Es sei an dieser Stelle erwähnt, daß die Diskussionen³⁰⁻³⁵⁾ zu diesem Modell bis heute noch nicht abgeschlossen sind.

- c) In Gl. (5) ist für die Versetzungsgeschwindigkeit anstelle von $v \sim \sinh(v\sigma/2kT)$ evtl. $v \sim \sigma^{1,5} \cdot \sinh(v\sigma/2kT)$ zu setzen. Damit ergäbe sich mit der gemessenen Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte für kleine Spannungen $n = 4$.

Wie in Abschnitt II. 5. (Abb. 15) gezeigt wurde, nimmt der mittlere Subkorndurchmesser mit zunehmender Spannung ab ($d \sim \sigma^{-0,5}$). In der Literatur sind nur wenige Messungen über die Abhängigkeit des Subkorndurchmessers von der Spannung bei stationärer Warmverformung zu finden. Die von F. Garofalo und Mitarbeitern³⁶⁾ beim Kriechen von austenitischem, rostfreiem Stahl gefundene Abhängigkeit läßt sich im Rahmen der Streuungen mit $d \sim \sigma^{-0,5 \pm 0,2}$ beschreiben und könnte mit vorliegenden Ergebnissen verglichen werden. Eine Abhängigkeit $d \sim \sigma^{-1}$ wurde von W. Blum²⁸⁾ bei Kriechversuchen an polykristallinem NaCl und von H.J. McQueen und Mitarbeitern³⁷⁾ bei stationärer Warmverformung von Aluminium durch Strangpressen gefunden.

2. Normales und anomales Übergangskriechen

Wie die Substrukturuntersuchungen zeigten, liegt beim stationären Kriechen im untersuchten Temperaturbereich eine im wesentlichen nur von der Spannung abhängige Gleichgewichtssubstruktur vor. Das Übergangskriechen läßt sich dann so deuten, daß nach Störung dieses Gleichgewichtes durch einen Spannungswechsel erst eine gewisse Verformung benötigt wird, um die der neuen Spannung entsprechende Substruktur einzustellen. Diese Annahme wurde durch die Untersuchung der Substruktur von Proben, die aus dem Übergangskriechbereich unter Last abgekühlt wurden, bestätigt. Dabei zeigte sich, daß beim normalen wie beim anomalen Übergangskriechen nach Erhöhung der Last die Versetzungsdichte in Richtung auf den neuen stationären Gleichgewichtswert zunahm. Nach Lasterniedrigung wurde beim normalen und anomalen Übergangskriechen eine entsprechende Abnahme der Versetzungsdichte gefunden.

Der Unterschied zwischen normalem ($\text{sign } \dot{\epsilon} = -\Delta\sigma$) und anomalem ($\text{sign } \dot{\epsilon} = \Delta\sigma$) Übergangskriechen kann somit nicht allein durch

die Änderung der Versetzungsdichte erklärt werden. Denn obwohl in beiden Fällen z.B. nach Erhöhung der Spannung die Versetzungsdichte zunimmt, ist beim normalen Übergangskriechen die Kriechgeschwindigkeit erst größer, beim anomalen Übergangskriechen erst kleiner als beim stationären Kriechen. Für die Erklärung dieses Verhaltens muß also noch ein anderer Einfluß berücksichtigt werden.

Anomales Übergangskriechen wurde bisher nur bei Legierungen mit Fernordnung gefunden^{24,38)} und auf den Einfluß der Spannung auf den Fernordnungsgrad zurückgeführt. Die meisten Untersuchungen des Übergangskriechens wurden allerdings in dem Temperatur- und Spannungsbereich gemacht, in dem auch bei den FeMo-Mischkristallen normales Übergangskriechen gefunden wurde. Da in den untersuchten FeMo-Legierungen eine Fernordnung ausgeschlossen werden kann, muß nach einer anderen Erklärung für das unterschiedliche Verhalten beim Übergangskriechen gesucht werden.

Wie in Abschnitt II. 4.2 festgestellt wurde, verschiebt sich der Übergang vom normalen zum anomalen Übergangskriechen mit zunehmendem Molybdängehalt in derselben Weise wie der Anstieg des Spannungsexponenten zu höheren Spannungen, woraus resultiert, daß in diesem Übergangsbereich, in dem kein Übergangskriechen sichtbar wird, der Spannungsexponent immer ca. 6 ± 1 ist. Nach Gl. (5) (entspricht $\dot{\epsilon} = \rho_s \cdot b \cdot \bar{v}$) setzt sich die Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit aus der Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte ρ_s ($\rho_s \sim \sigma^3$) und der Spannungsabhängigkeit der mittleren Versetzungsgeschwindigkeit $\bar{v} \sim \sinh(v\sigma/2kT)$ zusammen. Oberhalb eines Spannungsexponenten 6 überwiegt also die Spannungsabhängigkeit der Versetzungsgeschwindigkeit und unterhalb von $n = 6$ die Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte. Damit könnte man das unterschiedliche Verhalten beim Übergangskriechen folgendermaßen deuten:

1. Normales Übergangskriechen

Die Änderung der Versetzungsgeschwindigkeit bestimmt die Änderung der Kriechgeschwindigkeit

a) Erhöhung der Spannung:

Da die Versetzungsdichte erst klein ist, ist nach Erhöhung der Last eine hohe Versetzungsgeschwindigkeit und damit Kriechgeschwindigkeit möglich. Die Versetzungsdichte erhöht sich durch Verfestigung in Richtung auf den neuen stationären Wert, durch die stärkere Blockierung wird die Versetzungsgeschwindigkeit erniedrigt, woraus abnehmende Kriechgeschwindigkeit beim Übergangskriechen resultiert.

b) Erniedrigung der Spannung:

Die Versetzungsdichte ist erst zu hoch, bei der kleinen Spannung ist nur eine kleine Versetzungsgeschwindigkeit möglich, durch Erholung erniedrigt sich die Versetzungsdichte in Richtung auf den neuen stationären Wert und die Versetzungsgeschwindigkeit steigt entsprechend an, woraus zunehmende Kriechgeschwindigkeit beim Übergangskriechen resultiert.

2. Anomales Übergangskriechen

Die Änderung der Versetzungsdichte bestimmt die Änderung der Kriechgeschwindigkeit

a) Erhöhung der Spannung:

Es sind zuerst für die Gleitung wenig Versetzungen vorhanden, durch Multiplikation erhöht sich die Versetzungsdichte in Richtung auf den neuen stationären Wert, woraus zunehmende Kriechgeschwindigkeit beim Übergangskriechen resultiert.

b) Erniedrigung der Spannung:

Die Versetzungsdichte ist erst zu hoch, es ist eine hohe Kriechgeschwindigkeit möglich, die Versetzungsdichte nimmt in Richtung auf den neuen stationären Wert ab, woraus abnehmende Kriechgeschwindigkeit resultiert.

In dem Bereich, in dem kein Übergangskriechen beobachtet wird, kompensiert sich gerade der Einfluß der Versetzungsdichte und der Versetzungsgeschwindigkeit auf die Kriechgeschwindigkeit, wodurch stationäres Kriechen sofort nach dem Lastwechsel vorge täuscht wird.

3. Aktivierungsenergie des Kriechens

Um die gemessenen Aktivierungsenergien mit der Aktivierungsenergie der Diffusion vergleichen zu können, müssen noch zwei Korrekturen durchgeführt werden. Aus Gl. (6) erhält man mit $D = D_0 \cdot \exp(-Q_D/RT)$ (Q_D = Aktivierungsenergie der Diffusion) und mit Einführung von R anstelle von k

$$\dot{\epsilon} = A'' D_0 \cdot \exp(-Q_D/RT) \cdot (\sigma/G)^3 \cdot \sinh(Nv\sigma/2RT) \quad (8)$$

wobei N die Loschmidtsche Zahl ist. Da die effektive Aktivierungsenergie des Kriechens mit

$$Q_k = 3 \ln \dot{\epsilon} / \partial (-1/RT)$$

bestimmt wurde, ergibt sich durch Logarithmieren und Differenziation von Gl. (8)

$$Q_k = Q_D - 3(R/G) T^2 dG/dT - (Nv\sigma/2) \operatorname{ctgh}(Nv\sigma/2RT)$$

Der erste Korrekturterm resultiert aus der Temperaturabhängigkeit des Schubmoduls, der zweite aus der Temperaturabhängigkeit von $\sinh(Nv\sigma/2RT)$. Der zweite Term läßt sich so deuten, daß die äußere Spannung einen Beitrag zur thermischen Aktivierung liefert, wodurch die effektive Aktivierungsenergie erniedrigt wird. Der Beitrag des zweiten Korrekturgliedes ist für Spannungen unter 2 kp/mm^2 gegen Q_D zu vernachlässigen, für $\sigma > 2 \text{ kp/mm}^2$ ist $\operatorname{ctgh}(Nv\sigma/2RT) \approx 1$, damit ergibt sich, nach Q_D aufgelöst,

$$Q_D = Q_k + 3(R/G) T^2 dG/dT + Nv\sigma/2$$

Da der Schubmodul in 1. Näherung proportional dem Elastizitätsmodul ist, kann der Beitrag des 1. Korrekturgliedes aus der Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls (Abb. 21) bestimmt werden (Abb. 22). Da dE/dT negativ ist, muß diese Korrektur von Q_k subtrahiert werden. Für den Beitrag des 2. Korrekturgliedes wird das aus der Spannungsabhängigkeit bestimmte Aktivierungsvolumen (vgl. Abb. 20) benutzt. Abb. 23 zeigt den Beitrag dieser Korrektur zu Q_k in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei wurde für σ ein mittlerer Wert der Span-

nung eingesetzt, bei der bei der jeweiligen Temperatur die Aktivierungsenergie bestimmt wurde. In Abb. 24 ist die zweifach korrigierte Aktivierungsenergie gegen die Temperatur aufgetragen.

Die Aktivierungsenergie oberhalb 850°C von ca. 65 kcal/Mol ist nur wenig höher als die von verschiedenen Autoren³⁹⁻⁴¹⁾ gefundene Aktivierungsenergie für Diffusion in Eisen-Molybdän-Mischkristallen von ca. $55 \pm 3\text{ kcal/Mol}$.

Die starke Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie im Bereich der ferromagnetischen Umwandlung bleibt auch nach der Korrektur erhalten. Ähnliche Anomalien wurden bei Eisen²⁵⁻²⁷⁾ und bei Nickel⁴²⁾ gefunden und auf die starke Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie der Diffusion im Bereich ferromagnetischer Umwandlung zurückgeführt. Diffusionsmessungen von R.J. Borg⁴³⁾ an einer Fe 1,8 At.-% V-Legierung, die bis herab zu 750°C durchgeführt wurden, zeigten ebenfalls eine Erhöhung der effektiven Aktivierungsenergie der Diffusion in der Nähe des Curie-Punktes. Für Eisen-Molybdän-Legierungen gibt es in der Literatur keine Diffusionsmessungen in diesem Temperaturbereich. Es ist aber naheliegend, daß auch hier die hohen Aktivierungsenergien in der Nähe des Curie-Punktes auf eine zusätzliche Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie der Diffusion zurückzuführen sind.

Unterhalb 650°C wurde eine Aktivierungsenergie von ca. 100 kcal/Mol gefunden. Es ist kaum anzunehmen, daß die Aktivierungsenergie der Diffusion so hoch ist. Es gibt in diesem Temperaturbereich zwar keine Messungen, aber einen indirekten Hinweis auf die Größenordnung der Aktivierungsenergie der Diffusion. D. Uelze⁴¹⁾ fand bei diffusionsbestimmten Ausscheidungsvorgängen in übersättigten Eisen-Molybdän-Mischkristallen in diesem Temperaturbereich Aktivierungsenergien von ca. $59 \pm 3\text{ kcal/Mol}$. Es muß daher angenommen werden, daß bei der Kriechverformung bei tiefer Temperatur noch ein weiterer thermisch aktivierter Prozeß wirksam ist.

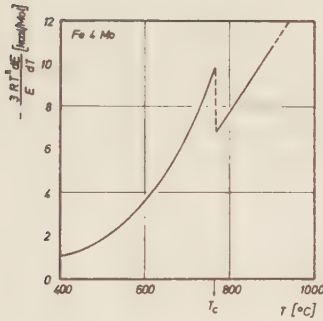


Abb. 22:
Der Beitrag zur eff.
Aktivierungsenergie
durch die T-Abh. des
E-Moduls

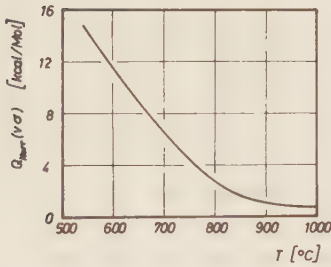


Abb. 23:
Der Beitrag zur eff.
Aktivierungsenergie
durch die T-Abh. von
 $\sinh(v\sigma/2kT)$

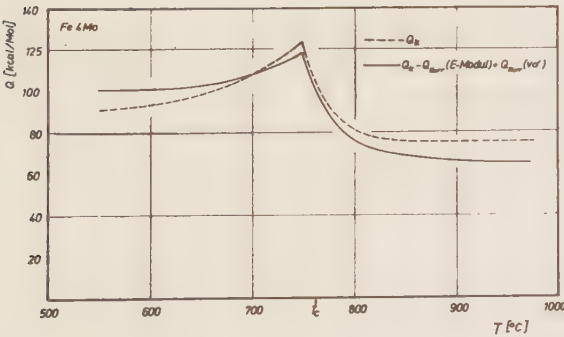


Abb. 24:
Korrigierte Aktivierungsenergie des Kriechens
in Abhängigkeit von der Temperatur

4. Der Einfluß von Korngrenzen

Im Zusammenhang mit Korngrenzen wurden drei Effekte beobachtet: Rekristallisation während des Kriechprozesses, bevorzugtes Aufreißen des Gefüges an Korngrenzen und Korngrenzengleitung.

Rekristallisation wurde im untersuchten Temperaturbereich nur bei Eisen, nicht dagegen bei den FeMo-Legierungen beobachtet. Dieses Verhalten läßt sich so deuten, daß die Rekristallisationstemperatur für Rekristallisation während des Kriechens durch Molybdänzusatz in derselben Weise erhöht wird, wie es von D. Uelze²⁾ bei der Rekristallisation nach Kaltverformung gefunden wurde. Allerdings setzt die Rekristallisation während des Kriechens erst bei wesentlich höheren Temperaturen ein als Rekristallisation nach vorheriger Kaltverformung. Die Ursache für dieses Verhalten dürfte in der unterschiedlichen Substruktur von kaltverformten und im Kriechversuch verformten Proben liegen: im ersten Fall liegen stark verknäuelte Zellwände und eine sehr hohe Versetzungsdichte vor, im zweiten Fall eine Anordnung von ausgeprägten, energiearmen Subkorngrenzen und eine wesentlich kleinere Versetzungsdichte (vgl. Abb. 17). W.J. McG. Tegart und Mitarbeiter⁴⁴⁾, die Rekristallisation während des Kriechens bei Nickel ab ca. 800 °C fanden, haben ein Modell zur Deutung dieses Prozesses vorgeschlagen.

Eine starke Spannungsabhängigkeit des Beitrags der Korngrenzen-gleitung an der Gesamtverformung, wie sie bei den FeMo-Legierungen beobachtet wurde (Abb. 12), ist, wie eine Zusammenstellung von F. Garofalo⁴⁵⁾ zeigt, bei vielen Metallen und Legierungen gefunden worden. Eine quantitative Deutung dieses Verhaltens ist bisher noch nicht gelungen.

Während Korngrenzengleitung in Materialien, bei denen Kornverformung schwer oder fast unmöglich ist (Keramik, vgl. R.C. Gifkins⁴⁶⁾), für die Geschwindigkeit des Kriechens sicher von Bedeutung ist, scheint bei den Metallen die Korngrenzengleitung mehr eine sekundäre Rolle zu spielen. So kann z.B. Korngrenzen-gleitung zu Spannungskonzentrationen in den Korntripelpunkten und damit zum Aufreißen von Korngrenzen führen. In der vorliegenden Arbeit ließ sich die Spannungsabhängigkeit der Kriechge-

schwindigkeit trotz der starken Abhängigkeit der Korngrenzen-
gleitung von der Spannung, allein durch Kornverformung deuten.
Es muß daher angenommen werden, daß der die Kriechgeschwindig-
keit bestimmende Prozeß die Kornverformung ist. Eine theoretis-
che Begründung, daß beim Hochtemperaturkriechen in fast allen
Fällen die Kornverformung der die Kriechgeschwindigkeit be-
stimmende Schritt ist, ist kürzlich von G.B. Gibbs⁴⁷⁾ gegeben
worden.

IV. Zusammenfassung

=====

Zugproben aus FeMo-Mischkristallen werden im Temperaturbereich von 500 - 1000 °C verformt und die Verformung als Funktion der Zeit kontinuierlich gemessen. Durch Last- und Temperaturwechsel kann aus jedem Versuch ein Maximum an Information gewonnen werden. Die Auswertung der so erhaltenen Kriechkurven wird dadurch wesentlich verbessert, daß die Kriechgeschwindigkeit logarithmisch gegen die jeweilige Dehnung aufgetragen wird, wodurch sehr detaillierte Angaben über die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit und zum Übergangskriechen ermöglicht werden. Die Zunahme der Kriechgeschwindigkeit mit der Spannung läßt sich nur bei kleinen Spannungen mit einem Potenzgesetz darstellen, wobei der Spannungsexponent einen Wert $n = 4$ annimmt. Für höhere Spannungen steigt dieser Exponent nach

$$n = 3 + \operatorname{ctgh}(v\sigma/2kT) \cdot v\sigma/2kT$$

an. Dieses Verhalten kann durch eine Klettertheorie für stationäres Kriechen gedeutet werden; das Aktivierungsvolumen v und die Kriechgeschwindigkeit bei konstanter Spannung und Temperatur nehmen mit zunehmendem Molybdängehalt ab. Die Aktivierungsenergie des Kriechens stimmt nur bei Temperaturen oberhalb 850 °C (65 kcal/Mol) mit der für Diffusion überein, bei niedrigeren Temperaturen liegt sie wesentlich höher (100 kcal/Mol). In der Nähe des Curie-Punktes wird eine Anomalie der Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie beobachtet. Nach Spannungswechseln wird bei hohen Spannungen normales, bei niedrigen Spannungen anomales Übergangskriechen gefunden; eine Deutungsmöglichkeit für dieses Verhalten wird vorgeschlagen. Ferner werden Angaben über die Spannungsabhängigkeit der Substruktur und den Einfluß von Korngrenzen gemacht.

Literaturverzeichnis

=====

- 1) F. Garofalo "Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals", New York, 1965
- 2) D. Uelze Diplomarbeit, Göttingen 1965
- 3) N.F. Mott "Conference on Creep and Fracture of Metals at High Temperatures", London 1956, S. 21
- 4) L. Raymond,
J.E. Dorn Trans. AIME 230 (1964) 560/67
- 5) C.R. Barrett,
W.D. Nix Acta Met. 13 (1965) 1247/58
- 6) A. Fuchs Diplomarbeit, Göttingen 1965
- 7) W. Blum,
B. Ilchner Phys.stat.sol. 20 (1967) 629/42
- 8) B. Reppich,
W. Blum,
B. Ilchner Ber. DKG 44 (1967) 41/43
- 9) W.A. Rachinger J. Inst. Metals 81 (1952/53) 33/41
- 10) Y. Ishida,
A.W. Mullendore,
N.J. Grant Trans. AIME (1965) 204/12
- 11) V. Sklenička,
J. Čadek Kovové materiály (ČSSR) 6 (1968) 81/89
- 12) R.K. Ham
N.G. Sharpe Phil. Mag. 6 (1961) 1193
- 13) A.S. Keh in: Newkirk, Wernick (Hrsg.) "Direct Observation of Imperfections in Crystals", New York, 1962, 223/24
- 14) C.S. Smith,
L. Guttman Trans. AIME 197 (1953) 81/87
- 15) F. Förster Z. Metallkde. 29 (1937) 109
- 16) W. Köster Z. Metallkde. 39 (1948) 1/9
- 17) J. Weertman J. Appl. Phys. 26 (1955) 1213/17
- 18) J. Weertman J. Appl. Phys. 28 (1957) 362/64

- 19) J. Chang in: C. Klingsberg (Hrsg.) "The Physics and Chemistry of Ceramics", New York, 1963, 275/81
- 20) B. Ilshner Z. Physik 190 (1966) 258/66
- 21) F.R.N. Nabarro Phil. Mag. 16 (1967) 231/37
- 22) R.W. Christy J. Appl. Phys. 30 (1959) 760/64
- 23) D. McLean, K.F. Hale in: Iron and Steel Inst. (Hrsg.) "Structural Processes in Creep", London, 1961, 19/33
- 24) A. Lawley, J.A. Coll, R.W. Cahn Trans. AIME 218 (1960) 166/76
- 25) S. Karashima, H. Oikawa, T. Watanabe Acta Met. 14 (1966) 791/92, und private Mitteilung
- 26) Y. Ishida, Y. Cheng, J.E. Dorn Trans. AIME 236 (1966) 964/71
- 27) J. Čadek, K. Milička private Mitteilung, Veröffentl. demn. in Čs. Čas. Fys. (ČSSR)
- 28) W. Blum Dissertation Erlangen 1968, demnächst
- 29) W. Blum, B. Reppich private Mitteilung, Veröffentl. demnächst
- 30) J. Weertman Trans. AIME 233 (1965) 2069/75
- 31) W.D. Nix Acta Met. 15 (1967) 1079/81
- 32) J. Weertman Acta Met. 15 (1967) 1081/82
- 33) G.B. Gibbs Scripta Met. 1 (1967) 135/38
- 34) P. Chaudari Scripta Met. 1 (1967) 145/48
- 35) W.D. Nix Scripta Met. 1 (1967) 171/72
- 36) F. Garofalo, O. Richmond, W.F. Domis, F. v. Gemmingen in: Inst. of Mech. Eng. (Hrsg.) "Joint International Conference on Creep", London, 1963, 1/31
- 37) H.J. McQueen, W.A. Wong, J.J. Jonas Can. J. Phys. 45 (1967) 1225/34

- 38) E.M. Howard,
W.L. Barmore,
J.D. Mote,
J.E. Dorn Trans. AIME 227 (1963) 1061/68
- 39) J.L. Ham Trans. ASM 35 (1945) 331/55
- 40) M. Aucouturier,
O. Pinheiro Ribeiro
de Castro,
M.P. Lacombe Mém. Sci. Rev. Mét. 61 (1964)
543/52
- 41) D. Uelze Dissertation, Erlangen 1968
- 42) P.R. Landon,
J.L. Lytton,
L.A. Shepard,
J.E. Dorn Trans. AIME 51 (1959) 900/10
- 43) R.J. Borg in: Am. Soc. for Metals (Hrsg.)
"Diffusion in Body-Centered Cubic
Metals", Ohio USA, 1965, 225/33
- 44) G.J. Richardson,
C.M. Sellars,
W.J. McG. Tegart Acta Met. 14 (1966) 1225/36
- 45) F. Garofalo in 1), S. 142
- 46) R.C. Gifkins J. Am. Ceram. Soc. 51 (1968)
69/72
- 47) G.B. Gibbs Mater. Sci. Eng. 2 (1967/68)
269/72

Herrn Prof. Dr. B. Ilschner danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und viele nützliche Ratschläge und Diskussionen während der Ausführung.

Herrn D. Puppel und Herrn H. Steinbrecher möchte ich für die tatkräftige Mithilfe bei den metallographischen und elektronenmikroskopischen Arbeiten danken.

Herrn Dipl.-Phys. W. Blum danke ich für viele interessante Diskussionen.

Lebenslauf
=====

Am 17. Juli 1939 wurde ich, Axel Fuchs, als Sohn des Behördenangestellten Albert Fuchs und seiner Ehefrau Marta, geborene Metzloff, in Dortmund geboren. Ich bin mit Frau Karin Fuchs, geb. Küch, verheiratet und habe eine Tochter.

Nach dem Besuch des Max-Planck-Gymnasiums in Dortmund von 1950 bis 1959 begann ich im Sommersemester 1959 mit dem Studium der Physik an der Universität Bonn. Im Juli 1961 legte ich dort die Diplomvorprüfung für Physik ab. Anschließend setzte ich mein Studium an der Universität Göttingen fort. Die experimentelle Diplomarbeit "Entmischungskinetik von Eisen-Molybdän-Legierungen" fertigte ich im Institut für Metallphysik der Universität Göttingen (Leiter: Prof. Dr. P. Haasen) an und legte die Diplomprüfung für Physiker im Mai 1965 ab.

Seit Oktober 1965 verwalte ich die Stelle eines wissenschaftlichen Assistenten am Institut für Werkstoffwissenschaften I der Technischen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg und arbeite unter der Anleitung von Herrn Prof. Dr. B. Ilchner an der Dissertation "Das Kriechverhalten von Eisen-Molybdän-Mischkristallen im Temperaturbereich von 500 °C bis 1000 °C".

Offsetdruck - Fotodruck

Josef Hogl

8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz,) Tel. 22990

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990